

ДИНАМИКА ПАРАМАГНЕТИКОВ ПРИ НУЛЕВОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

*А. М. Фарутин, В. И. Марченко**

*Институт физических проблем им. П. Л. Капицы
119334, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 9 октября 2006 г.

Развита макроскопическая теория низкочастотных возбуждений в близких к неустойчивости обменных спиновых системах с синглетным основным состоянием. Рассмотрены примеры динамики в окрестности точек неустойчивости по давлению и по магнитному полю при нулевой температуре. Отмечена трудность построения теории в случае неустойчивости системы относительно возникновения намагниченности.

PACS: 75.10.-b, 75.30.Ds, 76.20.+q

1. ВВЕДЕНИЕ

Парамагнитное состояние спиновой системы благодаря развитым квантовым флуктуациям может наблюдаться при температурах, значительно меньших характерных параметров спин-спинового взаимодействия вплоть до абсолютного нуля. В случае, когда обменные эффекты значительно превышают релятивистские, возбуждения в таком (синглетном) основном состоянии имеют определенный спин S . В обменном приближении возбуждения с данным спином вырождены по спиновой проекции и, как правило, имеют конечную энергию при любом значении квазиимпульса. Внешнее магнитное поле приводит к зеемановскому расщеплению спектра возбуждений (при $S \neq 0$). При достижении магнитным полем критического значения энергия какого-либо возбуждения при некотором значении квазиимпульса обращается в нуль. В больших полях синглетное состояние становится неустойчивым и в зависимости от типа этой смягчающейся моды возникает то или иное спин-упорядоченное состояние.

Теория триплетных возбуждений в синглетном основном состоянии одномерных систем построена в работах Аффлека [1] на основе анализа квазиклассического предела микроскопической модели (см. также [2, 3]). В случаях, когда синглетное основное состояние близко к неустойчивости при нулевой температуре, возможно макроскопическое описание низ-

кочастотной спиновой динамики парамагнетиков, не зависящее от каких-либо модельных представлений. В настоящей работе проводится построение такой теории на примерах синглетных, триплетных и пентаплетных возбуждений для парамагнетиков с малыми по сравнению с обменными релятивистскими эффектами. Мы используем теорию фазовых переходов второго рода Ландау [4] и соображения обменной симметрии [5]. Полученные результаты соответствуют общим свойствам синглетного основного состояния спиновой системы [6]. Отметим, что помимо парамагнетиков синглетное состояние реализуется в скалярных магнетиках [7]. Теория непосредственно распространяется и на такие спиновые структуры.

2. ОБМЕННОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

В зависимости от величины S возбуждения соответствуют колебаниям следующих степеней свободы: для $S = 0$ это спиновые скаляры $\eta^{(i)}$, для $S = 1$ — спиновые векторы $\boldsymbol{\eta}^{(i)}$, для $S = 2$ — симметричные спиновые тензоры второго ранга с нулевым следом $\eta_{\alpha\beta}^{(i)}$ и т. д., преобразующиеся под действием кристаллической группы G по каким-либо ее неприводимым представлениям (индекс i нумерует поля, принадлежащие данному n -мерному представлению).

Отметим, что при $S = 1$, если представление группы G соответствует псевдоскалярному (тогда вектор $\boldsymbol{\eta}$ преобразуется как намагниченность \mathbf{M}),

*E-mail: mar@kapitza.ras.ru

имеется трудность в построении макроскопической теории (см. последний раздел). Этот случай в настоящей работе не рассматривается.

Уравнения спиновой динамики найдем из вариационного принципа. Рассмотрим примеры построения уравнений спиновой динамики в случаях $S = 0, 1, 2$, ограничившись одномерными представлениями группы G .

$S = 0$. Возбуждения соответствуют колебаниям спинового скаляра η . Это может быть как немагнитная (не меняющая знак при изменении знака времени), так и магнитная (меняющая знак) величина. В первом случае речь идет об изотропной в спиновом пространстве, но неинвариантной относительно элементов группы G части спин-спиновой корреляционной функции $\eta \propto \delta_{\alpha\beta} \langle S_\alpha(t, \mathbf{r}_1) S_\beta(t, \mathbf{r}_2) \rangle$, здесь $S_\alpha(t, \mathbf{r})$ — оператор спиновой плотности. В корреляционной функции предполагается усреднение по высоким частотам спинового движения, так что остается медленная функция времени. Во втором случае речь идет об изотропной в спиновом пространстве части трехточечной корреляционной функции $\eta \propto e_{\alpha\beta\gamma} \langle S_\alpha(t, \mathbf{r}_1) S_\beta(t, \mathbf{r}_2) S_\gamma(t, \mathbf{r}_3) \rangle$.

Плотность функции Лагранжа скалярного поля есть

$$L = \frac{I}{2} \dot{\eta}^2 - \frac{A}{2} \eta^2 - \frac{G_{ij}}{2} \partial_i \eta \partial_j \eta. \quad (1)$$

Обменная константа A положительна ($\eta = 0$ соответствует основному состоянию), но специально мала, что и обеспечивает возможность построения макроскопической теории низкочастотной спиновой динамики. Обменный тензор G_{ij} , определяющий энергию неоднородности, имеет естественный порядок величины и удовлетворяет условию устойчивости однородного состояния (задает положительно определенную форму). Тензор G_{ij} имеет симметрию кристаллического класса парамагнетика. Для сокращения записи во всех дальнейших формулах положим равной единице положительную обменную константу I , определяющую кинетическую энергию.

Функции Лагранжа (1) соответствуют уравнения спиновой динамики

$$\ddot{\eta} + A\eta - G_{ij} \partial_i \partial_j \eta = 0, \quad (2)$$

откуда получается спектр магнонов

$$\omega(\mathbf{q}) = \sqrt{\omega_0^2 + s^2 q^2}, \quad (3)$$

где $\omega_0 = \sqrt{A}$ — малая щель и s — скорость магнонов, зависящая от направления распространения возбуждения ($s^2 = G_{ij} q_i q_j / q^2$).

Щель в магнонном спектре должна изменяться при приложении давления и может уменьшаться по мере его увеличения, обращаясь в нуль при некотором критическом значении $P = P_c$. Предполагая, что в окрестности критической точки $A = a(P_c - P)$, где $a > 0$ — константа, для щели в магнонном спектре имеем

$$\omega_0 = \sqrt{a(P_c - P)}, \quad P < P_c. \quad (4)$$

При $P > P_c$ парамагнитное состояние становится неустойчивым относительно параметра порядка $\eta = \eta_0 \neq 0$.

В случае, когда поле η связано с парной корреляционной функцией, происходит своеобразный структурный переход и теряются те элементы кристаллической группы, под действием которых поле η меняет знак (напомним, что мы ограничились рассмотрением одномерных представлений). Как правило, переход должен сопровождаться соответствующим понижению симметрии изменением координат атомных ядер. Однако принципиально возможно и проявление нарушения симметрии лишь в электронной подсистеме, если из смещений ядер нельзя составить величины, преобразующейся по представлению группы G , по которой преобразуется поле η . В случае, когда поле η связано с тройной корреляционной функцией, после перехода реализуется состояние скалярного магнетика [7].

Учитывая обменный инвариант четвертого порядка $B\eta^4/4$ в потенциальной энергии (предполагая, что $B > 0$), в окрестности критического давления при $P > P_c$ получим

$$\eta_0^2 = -\frac{A}{B} = \frac{a(P - P_c)}{B}. \quad (5)$$

После перехода магнонный спектр сохраняет вид (3), но щель теперь равна

$$\omega_0 = \sqrt{2a(P - P_c)}, \quad P > P_c. \quad (6)$$

Отметим, что рассматриваемое описание низкочастотной динамики применимо не только к спиновым возбуждениям, но и к любым близким к неустойчивости бозевским степеням свободы в конденсированных средах. Специфика спиновой динамики проявляется при ненулевых спинах возбуждений, особенно во внешнем магнитном поле.

$S = 1$. Возбуждения системы описываются вектором в спиновом пространстве $\boldsymbol{\eta}$. Речь при этом может идти либо о магнитной величине, меняющей знак при изменении знака времени, тогда вектор $\boldsymbol{\eta}$ связан со спиновой плотностью $\eta_\alpha \propto \langle S_\alpha(t, \mathbf{r}) \rangle$, либо

о спиновом векторе, дуальном антисимметричной по спиновым индексам части спин-спиновой корреляционной функции $\eta_\alpha \propto e_{\alpha\beta\gamma} \langle S_\beta(t, \mathbf{r}_1) S_\gamma(t, \mathbf{r}_2) \rangle$, инвариантной относительно изменения знака времени.

Плотность функции Лагранжа векторного поля есть

$$L = \frac{1}{2} \dot{\boldsymbol{\eta}}^2 - \frac{A}{2} \boldsymbol{\eta}^2 - \frac{G_{ij}}{2} \partial_i \boldsymbol{\eta} \partial_j \boldsymbol{\eta}. \quad (7)$$

Соответствующие уравнения спиновой динамики

$$\ddot{\boldsymbol{\eta}} + A\boldsymbol{\eta} - G_{ij} \partial_i \partial_j \boldsymbol{\eta} = 0 \quad (8)$$

приводят к трехкратно вырожденному магнонному спектру вида (3). Такой спектр соответствует данным [8] по неупругому рассеянию нейтронов в TlCuCl_3 (см. рис. 1). Малое отношение минимума энергии возбуждений (при $q = 0$) к максимуму (при $q \sim 0.3$ отн. ед.) является основным малым параметром макроскопической теории. В кристаллах $(\text{CH}_3)_2\text{CHNH}_3\text{CuCl}_3$ реализуется квазиодномерная обменная спиновая система с синглетным основным состоянием. Здесь обнаружена [9] триплетная ветвь магнитных возбуждений с глубоким минимумом по волновому вектору на границе зоны Бриллюэна (см. рис. 2). Отметим, что в рамках макроскопической теории нет никакой разницы в описании низкочастотной спиновой динамики для этих двух случаев.

Щель в окрестности критического давления здесь также задается формулой (4). Такой простой закон согласуется (см. рис. 3) с экспериментальными результатами [10] в TlCuCl_3 . При $P > P_c$ парамагнитное состояние становится неустойчивым относительно возникновения антиферромагнитного (либо нематического [12]) параметра порядка $\boldsymbol{\eta} = \boldsymbol{\eta}_0 \neq 0$. Модуль $|\boldsymbol{\eta}_0|$ снова определяется выражением (5), где B — коэффициент при обменном инварианте четвертого порядка $(\boldsymbol{\eta}^2)^2/4$ в потенциальной энергии. После перехода трехкратное вырождение спектра снимается. Возникает обычный бесщелевой двукратно вырожденный спектр $\omega = sq$ ориентационных колебаний коллинеарного антиферромагнетика (или спинового нематика с аксиальной симметрией) и ветвь продольных колебаний антиферромагнитного вектора вида (3) со щелью (6).

$S = 2$. Возбуждения системы описываются бесследовым симметричным спиновым тензором $\eta_{\alpha\beta}$. Плотность функции Лагранжа есть

$$L = \frac{1}{2} \dot{\eta}_{\alpha\beta}^2 - \frac{A}{2} \eta_{\alpha\beta}^2 - \frac{G_{ij}}{2} \partial_i \eta_{\alpha\beta} \partial_j \eta_{\alpha\beta}. \quad (9)$$

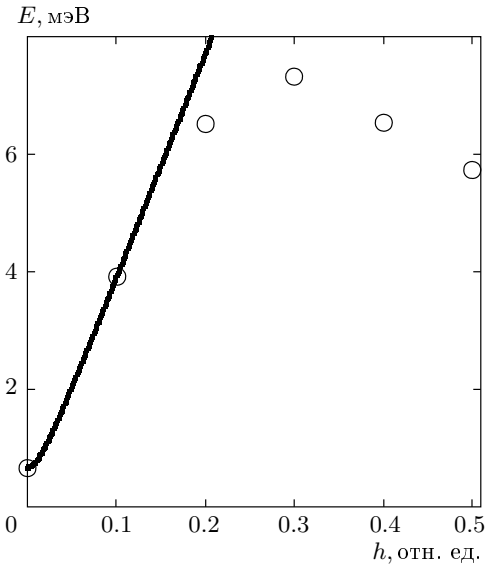


Рис. 1. Энергия спиновых возбуждений $E = \hbar\omega$ как функция волнового вектора $q = (h, 0, 1)$ в парамагнитном кристалле TlCuCl_3 . Кружки — данные неупругого рассеяния нейтронов [8], линия — спектр (3) с параметрами $\omega_0 = 0.16$ ТГц, $s = 0.5$ км/с

Уравнения спиновой динамики

$$\ddot{\eta}_{\alpha\beta} + A\eta_{\alpha\beta} - G_{ij} \partial_i \partial_j \eta_{\alpha\beta} = 0 \quad (10)$$

приводят к магнонному спектру вида (3) с $2S + 1 = 5$ -кратным вырождением.

При стремлении к критическому давлению здесь величина щели также стремится к нулю по закону (4). Если тензор $\eta_{\alpha\beta}$ преобразуется по единичному представлению группы G , то имеется кубический инвариант $\eta_{\alpha\beta} \eta_{\beta\delta} \eta_{\delta\alpha}$. В итоге критическая точка в равновесных условиях оказывается недостижимой, так как раньше должен происходить фазовый переход первого рода. Для одномерного неединичного представления поведение системы при $P > P_c$ несколько сложнее, чем в скалярном и векторном случаях, так как в разложении потенциальной энергии необходимо учитывать, помимо члена четвертого порядка, обменный инвариант шестого порядка [11]

$$\frac{B}{4} (\eta_{\alpha\beta}^2)^2 + \frac{C}{6} (\eta_{\alpha\beta} \eta_{\beta\delta} \eta_{\delta\alpha})^2. \quad (11)$$

Если $C < 0$, то возникает параметр порядка спинового нематика [12] с аксиальной симметрией

$$\eta_{\alpha\beta} = \frac{\eta_0}{\sqrt{6}} (3c_\alpha c_\beta - \delta_{\alpha\beta}).$$

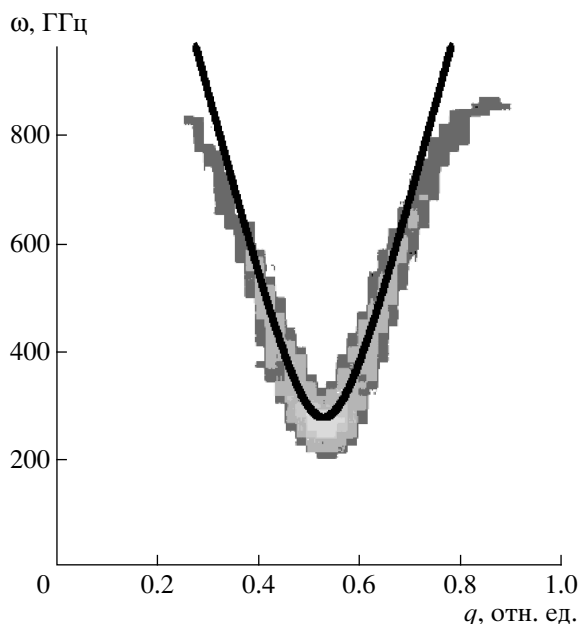


Рис. 2. Энергия спиновых возбуждений как функция волнового вектора в направлении вдоль спиновых цепочек в парамагнитном кристалле $(\text{CH}_3)_2\text{CHNH}_3\text{CuCl}_3$ согласно данным неупругого рассеяния нейтронов [9]. Линия — спектр вида (3), где, однако, волновой вектор отсчитывается от границы зоны Бриллюэна, с параметрами $\omega_0 = 0.28$ ТГц, $s = 0.41$ км/с

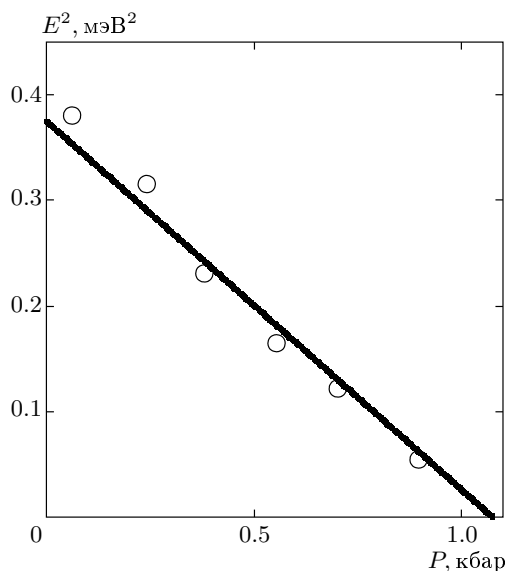


Рис. 3. Зависимость квадрата щели магнного спектра $E^2 = a(P_c - P)$ от давления в парамагнитном кристалле TlCuCl_3 по данным работы [10]; $P_c = 1.1$ кбар, $a = 0.35$ мэВ²/кбар

Здесь \mathbf{c} — единичный вектор в спиновом пространстве. Модуль параметра порядка η_0 определяется выражением (5). Магнный спектр в этом случае содержит бесщелевую двукратно вырожденную моду $\omega = sq$ ориентационных колебаний вектора \mathbf{c} и три оптические моды вида (3) со щелями

$$\omega_0^{(1)} = \sqrt{2|A|} \propto \sqrt{P - P_c},$$

$$\omega_0^{(2)} = \omega_0^{(3)} = \frac{2|A|}{B} \sqrt{\frac{|C|}{3}} \propto P - P_c.$$

Если $C > 0$, то возникает тензор

$$\eta_{\alpha\beta} = \frac{\eta_0}{\sqrt{2}} (a_\alpha a_\beta - b_\alpha b_\beta), \quad (12)$$

где \mathbf{a} и \mathbf{b} — взаимно ортогональные единичные спиновые векторы. Модуль параметра порядка η_0 определяется также выражением (5). Спиновая симметрия [13] параметра порядка (12) — группа D_2^S . Магнный спектр в этом случае содержит бесщелевую трехкратно вырожденную моду $\omega = sq$ ориентационных колебаний спиновой структуры с полным нарушением обменной симметрии и две оптические моды вида (3) со щелями

$$\omega_0^{(1)} = \sqrt{2|A|} \propto \sqrt{P - P_c},$$

$$\omega_0^{(2)} = \frac{|A|}{B} \sqrt{\frac{C}{2}} \propto P - P_c. \quad (13)$$

3. ОБМЕННАЯ ДИНАМИКА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

$S = 0$. При наличии магнитного поля, малого по сравнению с характерным обменным, в функцию Лагранжа скалярной степени свободы можно было бы добавить единственный обменный инвариант $H^2 \eta^2$. Появление такого инварианта, однако, противоречит общему требованию обменного приближения: намагниченность спиновой системы $\mathbf{M} = \partial L / \partial \mathbf{H}$, где \mathbf{H} — магнитное поле, и механический спиновый момент $\mathbf{S} = \partial L / \partial \dot{\boldsymbol{\theta}}$, где $\dot{\boldsymbol{\theta}}$ — скорость вращения спинового пространства, связаны соотношением (теорема Лармора) $\mathbf{M} = \gamma \mathbf{S}$, где γ — гиромангнитное отношение для свободного электрона. Таким образом, в обменном приближении магнитное поле вообще не влияет на динамику скалярного спинового поля.

$S = 1$. В функции Лагранжа векторного поля $\boldsymbol{\eta}$ при наличии магнитного поля могут появиться следующие инварианты: $(\dot{\boldsymbol{\eta}}[\boldsymbol{\eta} \times \mathbf{H}])$, $\boldsymbol{\eta}^2 H^2$, $(\boldsymbol{\eta} \cdot \mathbf{H})^2$. Из теоремы Лармора, однако, следует, что возникают

лишь члены, которые вместе с кинетической энергией можно записать как $(\dot{\boldsymbol{\eta}} + \gamma[\boldsymbol{\eta} \times \mathbf{H}])^2/2$. Соответственно, уравнения спиновой динамики векторного поля приобретают вид

$$\ddot{\boldsymbol{\eta}} + 2\gamma[\dot{\boldsymbol{\eta}} \times \mathbf{H}] + \gamma^2[\mathbf{H} \times [\boldsymbol{\eta} \times \mathbf{H}]] + A\boldsymbol{\eta} - G_{ij}\partial_i\partial_j\boldsymbol{\eta} = 0. \quad (14)$$

Отсюда находим спектр спиновых волн $\omega(\mathbf{q}, \mathbf{H})$:

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 + s^2q^2 + \gamma S_{\mathbf{H}}H}, \quad (15)$$

где $S_{\mathbf{H}}$ — проекция спина возбуждения на направление магнитного поля: $S_{\mathbf{H}} = 0$ соответствует колебаниям поля $\boldsymbol{\eta}$, поляризованным вдоль \mathbf{H} , $S_{\mathbf{H}} = \pm 1$ — циркулярным поляризациям в плоскости, перпендикулярной \mathbf{H} .

При достижении критического магнитного поля $H_{c0} = \omega_0/\gamma$ минимальная из частот (15), соответствующая $\gamma S_{\mathbf{H}} < 0$, обращается в нуль и состояние $\boldsymbol{\eta} = 0$ становится неустойчивым. Поэтому в функции Лагранжа следует учесть следующий член разложения $B(\boldsymbol{\eta}^2)^2/4$ (предполагаем, что $B > 0$). В полях $H > H_{c0}$ минимум энергии однородного состояния

$$U_0 = -\frac{1}{2}\gamma^2[\boldsymbol{\eta} \times \mathbf{H}]^2 + \frac{A}{2}\boldsymbol{\eta}^2 + \frac{B}{4}(\boldsymbol{\eta}^2)^2 \quad (16)$$

достигается при возникновении антиферромагнитного параметра порядка $\boldsymbol{\eta} = \boldsymbol{\eta}_0 \perp \mathbf{H}$, где $\boldsymbol{\eta}_0^2 = \gamma^2(H^2 - H_{c0}^2)/B$.

Новый член в функции Лагранжа приводит к появлению нелинейной добавки $B\boldsymbol{\eta}^2\boldsymbol{\eta}$ в уравнении спиновой динамики (14). Линеаризуя уравнение по амплитуде малых колебаний вблизи положения равновесия $\delta\boldsymbol{\eta} = \boldsymbol{\eta} - \boldsymbol{\eta}_0$, найдем спектр спиновых волн в антиферромагнитном состоянии: $\omega^0 = \sqrt{\gamma^2 H^2 + s^2 q^2}$ для колебаний $\delta\boldsymbol{\eta} \parallel \mathbf{H}$ (частота магнитного резонанса $\omega = \gamma H$) и [1]

$$\omega^{\pm} = \sqrt{\frac{\omega_{\perp}^2}{2} + s^2 q^2} \pm \sqrt{\frac{\omega_{\perp}^4}{4} + 4\gamma^2 H^2 s^2 q^2} \quad (17)$$

для колебаний $\delta\boldsymbol{\eta} \perp \mathbf{H}$ с эллиптическими поляризациями, здесь ω_{\perp} — частота второго магнитного резонанса $\omega_{\perp} = \gamma\sqrt{2(3H^2 - H_{c0}^2)}$. В рассматриваемом приближении частота ω_{-} обращается в нуль при $q = 0$, $H > H_{c0}$ (голдстоуновская мода — повороты спиновой структуры вокруг магнитного поля [14]). Наблюдаемое расщепление щели триплета в магнитном поле в TlCuCl_3 [15, 16] и в $(\text{CH}_3)_2\text{CHNH}_3\text{CuCl}_3$ [9] вместе с полученными теоретическими кривыми представлены на рис. 4.

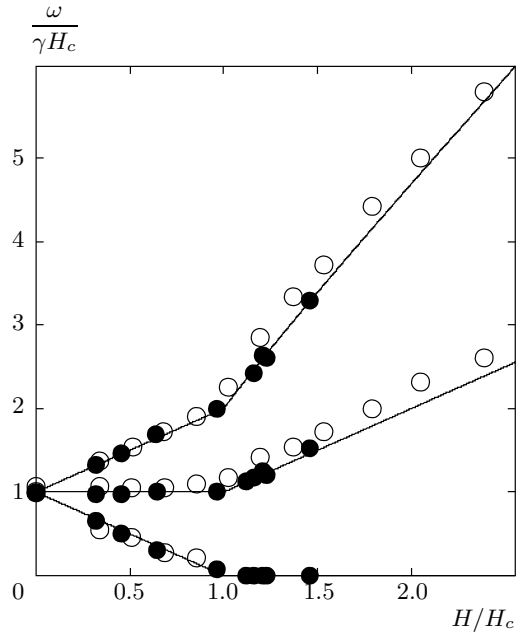


Рис. 4. Расщепление щели триплета в магнитном поле. Светлые кружки — TlCuCl_3 [15, 16] ($H_c = 5.9$ Тл), темные кружки — $(\text{CH}_3)_2\text{CHNH}_3\text{CuCl}_3$ [9] ($H_c = 9.9$ Тл)

$S = 2$. В соответствии с теоремой Лармора при наличии магнитного поля в функции Лагранжа тензорного поля $\eta_{\alpha\beta}$ возникают следующие члены:

$$2\gamma\epsilon_{\alpha\beta\nu}\eta_{\alpha\mu}\dot{\eta}_{\beta\mu}H_{\nu} + 2(\gamma H_{\alpha}\eta_{\beta\mu})^2 - 3(\gamma H_{\alpha}\eta_{\alpha\beta})^2. \quad (18)$$

В полях $H < H_c = \sqrt{A}/2\gamma = \omega_0/2|\gamma|$ магнетонный спектр определяется общим выражением (15), где проекция $S_{\mathbf{H}}$ теперь пробегает значения $-2, -1, 0, 1, 2$.

В полях, больших H_c , происходит спонтанное нарушение аксиальной симметрии вокруг направления поля и возникает параметр порядка вида (12) с амплитудой $\eta_0 = 2\gamma\sqrt{(H^2 - H_c^2)/B}$. Векторы \mathbf{a} и \mathbf{b} лежат в плоскости, нормальной к магнитному полю. Магнетонный спектр при этом имеет голдстоуновскую моду поворотов вокруг магнитного поля и четыре оптических моды со следующими щелями: $\omega_0^{(1)} = \gamma H$, $\omega_0^{(2)} = 2\gamma H$, $\omega_0^{(3)} = 3\gamma H$, $\omega_0^{(4)} = 2\gamma\sqrt{5H^2 - H_c^2}$.

4. РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ПОПРАВКИ

Процедуру учета релятивистских поправок рассмотрим на примере TlCuCl_3 , где проведены детальные экспериментальные исследования [17] щели

смягчающейся магнотной ветви методом магнитного резонанса в окрестности перехода по магнитному полю.

Обменная симметрия поля $\boldsymbol{\eta}$ определяется его трансформационными свойствами при соответствующих элементам симметрии решетки перестановках атомов [5]. Магнитная ячейка антиферромагнитного состояния TlCuCl_3 совпадает с парамагнитной. Поэтому достаточно указать лишь действие поворотных элементов кристаллического класса C_{2h} . Из результатов магнитного упругого рассеяния нейтронов [18] следует, что $C_2\boldsymbol{\eta} = \boldsymbol{\eta}$, $\sigma_h\boldsymbol{\eta} = -\boldsymbol{\eta}$. Отсюда ясно, что в антиферромагнитном состоянии нет инвариантов Дзялошинского, приводящих к слабому ферромагнетизму. Тогда основной квадратичный релятивистский вклад в функцию Лагранжа сводится к анизотропии $(\beta_{\alpha\beta}/2)\eta_\alpha\eta_\beta$, где тензор $\beta_{\alpha\beta}$ имеет симметрию C_{2h} . Так как состояние близко к неустойчивости уже в нулевом поле, компоненты тензора $\beta_{\alpha\beta}$ могут оказаться сравнимыми с малой обменной константой A . Для сокращения записи объединим обозначения релятивистских и обменного членов, положив $\beta_{\alpha\alpha} = A$. Так как мы предполагаем величину вектора $\boldsymbol{\eta}$ малой, можно пренебречь релятивистскими эффектами в членах четвертого порядка.

Тензор $\beta_{\alpha\beta}$ имеет симметрию кристалла C_{2h} . Направим ось \mathbf{z} вдоль оси второго порядка, а оси \mathbf{x} , \mathbf{y} — вдоль собственных осей тензора $\beta_{\alpha\beta}$ так, чтобы выполнялось неравенство $\beta_{xx} < \beta_{yy}$. Согласно экспериментальным данным [18], ось легкого намагничивания лежит в плоскости (xy) под углом 13° к кристаллическому направлению $[201]$. В наших обозначениях это ось \mathbf{x} .

При произвольном направлении магнитного поля получаются весьма громоздкие дисперсионные уравнения. Ограничимся приведением аналитических выражений для частот однородных колебаний в случае, когда поле направлено вдоль одной из собственных осей тензора анизотропии, например \mathbf{z} . В полях меньших критического (для данного направления) частота колебаний, поляризованных вдоль поля (η_z), равна $\omega_0 = \sqrt{\beta_{zz}}$. Частоты эллиптически поляризованных колебаний компонент η_x, η_y определяются уравнением

$$\omega_{\pm}^2 = \gamma^2 H^2 + \frac{\beta_{xx} + \beta_{yy}}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\beta_{xx} - \beta_{yy}}{2}\right)^2 + 2\gamma^2 H^2(\beta_{xx} + \beta_{yy})}. \quad (19)$$

Частота ω_- обратится в нуль при поле $H_c =$

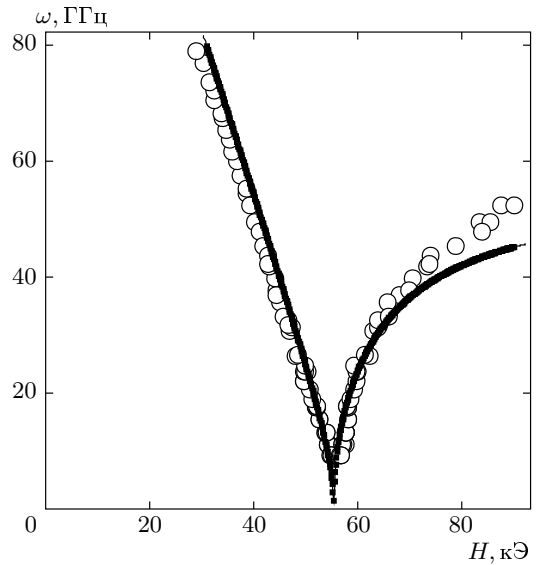


Рис. 5. Поведение низкочастотной ветви магнитного резонанса в TlCuCl_3 в окрестности критического магнитного поля $\mathbf{H} \parallel C_2$

$= \sqrt{\beta_{xx}}/\gamma$. Равновесные значения компонент антиферромагнитного вектора после перехода равны $\eta_x = \gamma\sqrt{(H^2 - H_c^2)/B}$, $\eta_y = \eta_z = 0$. При этом частоты малых колебаний вблизи состояния равновесия равны $\omega_0 = \sqrt{\beta_{zz} - \beta_{xx} + \gamma^2 H^2}$ для компоненты $\delta\eta_z$ и для эллиптически поляризованных компонент $\delta\eta_x, \delta\eta_y$

$$\omega_{\pm}^2 = 3\gamma^2 H^2 - \frac{3\beta_{xx} - \beta_{yy}}{2} \pm \left\{ \left(3\gamma^2 H^2 - \frac{3\beta_{xx} - \beta_{yy}}{2} \right)^2 - 2(\beta_{yy} - \beta_{xx})(\gamma^2 H^2 - \beta_{xx}) \right\}^{1/2}. \quad (20)$$

Частоты ω_- (20) и (19) соответствуют экспериментальным данным (рис. 5) при следующем выборе параметров: $\beta_{xx} = 3.3 \cdot 10^4$ ГГц², $\beta_{yy} = 2.4 \cdot 10^4$ ГГц².

В работе [17] исследован также низкочастотный магнитный резонанс при направлениях магнитного поля в плоскости, перпендикулярной оси C_2 , вдоль кристаллографической оси $[201]$ и перпендикулярно плоскости $(10\bar{2})$. Поведение частоты при $\mathbf{H} \parallel [201]$ представлено на рис. 6. Согласование с теоретическими кривыми дает третий параметр $\beta_{zz} = 2.3 \cdot 10^4$ ГГц².

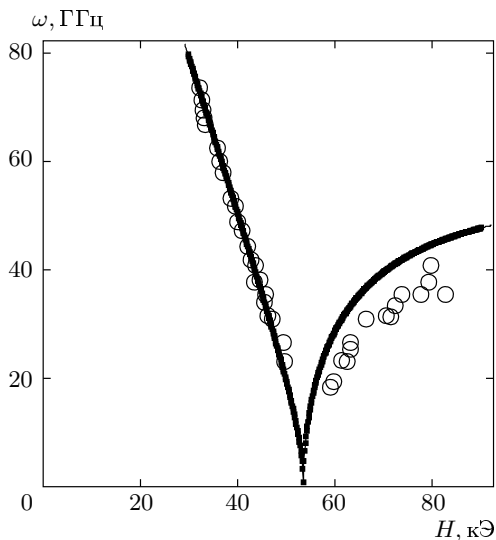


Рис. 6. Поведение низкочастотной ветви магнитного резонанса в TiCuCl_3 в окрестности критического магнитного поля $\mathbf{H} \parallel [201]$

Оказывается, что поведение частоты при направлении поля $\mathbf{H} \perp (10\bar{2})$ не может быть описано при учетных главных эффектах анизотропии. Это означает, что здесь имеется аномально большой вклад от следующих поправок. В силу низкой симметрии кристалла, однако, имеется большое число таких релятивистских и обменно-релятивистских членов вида $\dot{\eta}_\alpha \dot{\eta}_\beta$, $[\boldsymbol{\eta} \times \dot{\boldsymbol{\eta}}]_\alpha H_\beta$, $(\mathbf{H} \cdot \boldsymbol{\eta}) H_\alpha \eta_\beta$, $H^2 \eta_\alpha \eta_\beta$, $\boldsymbol{\eta}^2 H_\alpha H_\beta$. Для подгонки достаточно учесть лишь один обменно-релятивистский член $(\beta_{xx}/2) H_x^2 \boldsymbol{\eta}^2$, не влияющий на спектр при направлении поля $\mathbf{H} \parallel C_2$ и практически не влияющий на спектр при $\mathbf{H} \parallel [201]$. Теоретические кривые на рис. 7 построены при выборе значения четвертого параметра $\beta_{xx} = -0.42$ (ГГц/кЭ)².

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развитая теория полностью соответствует общим свойствам спиновых структур с синглетным основным состоянием при нулевой температуре [6]: зеемановское снятие вырождения энергии спиновых мультиплетов (спиновых возбуждений с произвольным волновым числом) во внешнем поле, отсутствие магнитной восприимчивости вплоть до критического магнитного поля (давления). Низкочастотные спектры возникающих (в полях выше критического магнитного поля) спиновых структур соответствуют спектрам антиферромагнетиков, спиновых немати-

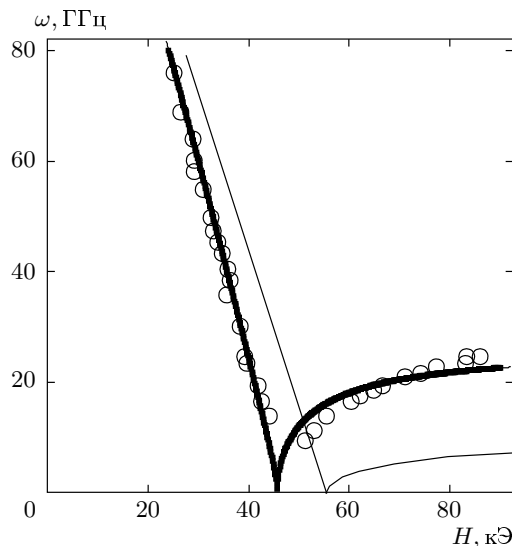


Рис. 7. Поведение низкочастотной ветви магнитного резонанса в TiCuCl_3 в окрестности критического магнитного поля при $\mathbf{H} \perp (10\bar{2})$. Тонкая линия построена с учетом лишь параметров β_{xx} , β_{yy} , β_{zz} , полученных из подгонки для двух других направлений магнитного поля

ков или тензорных магнетиков. Вопрос о том, какие именно типы возбуждений существуют в данном синглетном состоянии и какие из них становятся неустойчивыми, остается за рамками макроскопической теории.

Как указано выше, особым случаем является ситуация неустойчивости синглетного состояния относительно возникновения намагниченности. Нам не удалось найти лагранжевой формулировки спиновой динамики парамагнетика, которая привела бы к уравнению Ландау – Лифшица для низкочастотной моды после точки перехода. Вообще, если в системе имеется макроскопическая спиновая степень свободы с симметрией намагниченности, то должна быть отличной от нуля восприимчивость в синглетном состоянии при нулевой температуре. В микроскопической теории существует прецедент такого синглетного состояния — одномерная модель Гейзенберга при антиферромагнитном знаке обменной константы для цепочки спинов $S = 1/2$. Магнонный спектр здесь имеет нули в точке $q = 0$ и на границе зоны Бриллюэна, а также одинаковую в обеих точках линейную дисперсию. В рамках макроскопической теории пока нет понимания природы такого спектра, так как в системе нет спонтанного нарушения симметрии и, соответственно, отсутствует голдстоуновская мода.

Благодарим А. Ф. Андреева, В. Н. Глазкова, А. И. Желудева, М. Е. Житомирского и А. И. Смирнова за полезные дискуссии, замечания и пояснения. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 04-02-17294, 06-02-16509, 06-02-17281), Фонда Ландау (Forschungszentrum Jülich, Germany) и президентской программы по поддержке научных школ.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Affleck, Phys. Rev. B **41**, 6697 (1990); **43**, 3215 (1991).
2. M. Matsumoto, B. Normand, T. M. Rice, and M. Sigrist, Phys. Rev. B **69**, 054423 (2004).
3. A. K. Kolezhuk, V. N. Glazkov, H. Tanaka, and A. Oosawa, Phys. Rev. B **70**, 020403(R) (2004).
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, ч. 1, Наука, Москва (1995).
5. А. Ф. Андреев, В. И. Марченко, УФН **130**, 39 (1980).
6. В. И. Марченко, Письма в ЖЭТФ **59**, 590 (1994).
7. В. И. Марченко, Письма в ЖЭТФ **48**, 387 (1988).
8. A. Oosawa, T. Kato, H. Tanaka et al., Phys. Rev. B **65**, 094426 (2002).
9. V. O. Garlea, A. Zheludev, T. Masuda et al., E-prins archives, cond-mat/0608566.
10. Ch. Rüegg, A. Furrer, D. Sheptykov et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 257201 (2004).
11. V. Barzykin, L. P. Gorkov, and A. V. Sokol, Europhys. Lett. **15**, 869 (1991).
12. А. Ф. Андреев, И. А. Гришук, ЖЭТФ **84**, 87 (1984).
13. А. М. Фарутин, В. И. Марченко, ЖЭТФ **127**, 1106 (2005).
14. А. М. Фарутин, В. И. Марченко, Письма в ЖЭТФ **83**, 282 (2006).
15. Ch. Rüegg, N. Cavadini, A. Furrer et al., Appl. Phys. A **74**, S840 (2002).
16. Ch. Rüegg, N. Cavadini, A. Furrer et al., Nature **423**, 62 (2003).
17. V. N. Glazkov, A. I. Smirnov, H. Tanaka, and A. Oosawa, Phys. Rev. B **69**, 184410 (2004).
18. H. Tanaka, A. Oosawa, T. Kato et al., J. Phys. Soc. Jpn. **70**, 939 (2001).